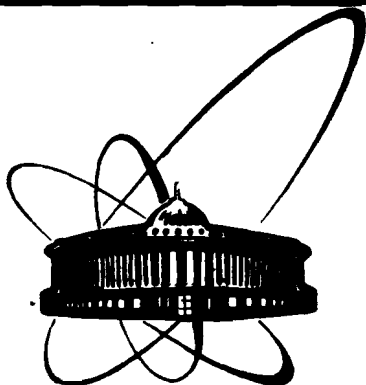


89-446



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P 191

9-89-446

С.А.Ракитянский, Р.В.Харьюзов

МОДЕЛЬНАЯ ОЦЕНКА ШИРИНЫ
ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА
ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА, ФОРМИРУЕМОГО
ЛИНЕЙНЫМ ИНДУКЦИОННЫМ УСКОРИТЕЛЕМ

1989

Энергетический спектр пучка — одна из важнейших характеристик работы любого ускорителя. Применение пучков во многих случаях предъявляет жесткие требования к их монохроматичности. В качестве примера можно назвать проблему создания лазера на свободных электронах^{1/1}. Более того, некоторые системы ускорения и транспортировки пучков заряженных частиц требуют узкополосного энергетического спектра просто для стабильности своей работы. К таким системам принадлежат и линейные индукционные ускорители электронов (ЛИУ), ток пучка в которых, как правило, превышает несколько сотен ампер.

Большой энергетический разброс ($\sim 10\%$) приводит в ЛИУ к трудностям подбора оптимальных фокусирующих полей и к еще более значительным трудностям коррекции поперечных когерентных смещений пучка^{1/2}. В связи с этим представляется чрезвычайно важным всестороннее как экспериментальное, так и теоретическое изучение причин, приводящих к уширению энергетического спектра электронного пучка.

В настоящей работе в рамках упрощенной модели оценивается уширение спектра за счет обратного влияния величины тока ускоряемых частиц на форму импульса ускоряющего напряжения через взаимодействие нагрузки с неоднородной формирующей линией.

1. МОДЕЛЬ

Для численного моделирования развития процесса ускорения во времени непрерывный исходный импульс электронного тока разбивается на последовательность коротких прямоугольных импульсов. Далее каждый из этих дискретных элементов движется независимо от других и набирает энергию в соответствии с теми условиями, которые складываются на пути его следования. Гистограмма энергетического спектра пучка строится по тому дискретному набору энергий, которые приобретают эти элементы.

Каждый из элементарных импульсов несет определенный заряд, соответствующий исходной форме токового импульса пучка. Величина этого заряда учитывается при построении энергетической гистограммы в качестве весового множителя. Иными словами, гистограмма энергетического спектра описывает количество частиц из всего импульса пучка, приходящееся на определенный энергетический интервал.

В процессе прохождения ускорительной структуры элементарные импульсы могут пересекаться или обгонять друг друга. Учет этого позволяет в используемой модели следить за эволюцией формы импульса тока пучка.

Среди упрощающих допущений модели в первую очередь следует назвать отказ от рассмотрения поперечного движения. Это означает, что во внимание не принимаются ни радиальные размеры пучка, ни его когерентные поперечные колебания. Разумеется, учет всего этого изменил бы в реальных условиях и спектральную гистограмму, и форму токового импульса, так как какая-то часть его, обладающая "неподходящими" энергиями, будет теряться. Однако учет поперечного движения представляет собой самостоятельную, весьма сложную задачу и увел бы нас далеко в сторону. Поэтому будем считать, что нам удалось добиться идеальной фокусировки, при которой потерь нет вовсе, и сосредоточим внимание на продольном движении.

Здесь нам пришлось сделать еще одно допущение, отказавшись от учета взаимного расталкивания в продольном направлении тех дискретных элементов, на которые разбит пучок. Опасения при этом могут вызывать, на наш взгляд, только близкие в фронтах элементы, т.к. вдали от них силы со стороны "передних" и "задних" должны в достаточной степени компенсироваться.

2. НЕКОТОРЫЕ ФОРМУЛЫ

Этот и следующий разделы содержат подробности расчетной процедуры. Для понимания результатов, излагаемых в разделе 4, знакомство с ними необязательно.

Уравнения, описывающие продольное движение наших дискретных элементов, получаются из уравнения Лоренца

$$\frac{d}{dt}(\gamma m \vec{v}) = e\vec{E} + \frac{e}{c} [\vec{v} \times \vec{H}]. \quad (1)$$

Здесь m и e — масса и заряд одного электрона, т.к. независимо от величины элемента отношение e/m для него одно и то же. В нашем случае движение одномерно, и достаточно рассмотреть только z -компоненту

$$\dot{\gamma} \dot{z} + \gamma \ddot{z} = \frac{e}{m} E. \quad (2)$$

Легко убедиться, что $\dot{\gamma} = \sigma v E$, где $\sigma = e/(mc^2)$. Таким образом, движение одного дискретного элемента описывается системой уравнений

$$\begin{cases} \ddot{z} = -\frac{\sigma}{\gamma} E (\dot{z}^2 - c^2) \\ \dot{\gamma} = \sigma E \dot{z}. \end{cases} \quad (3)$$

Функция $E(z, t)$ здесь предполагается заданной, а $z(t)$ и $\gamma(t)$ — неизвестными. Найдя эти функции, мы будем знать, какой координаты достиг и какую энергию приобрел наш дискретный элемент к моменту времени t .

Однако для наших целей более удобным было бы знание того, в какой момент времени этот элемент пройдет отметку z и какова при этом у него будет энергия, т.к. измерения всегда делаются в некоторых заданных точках z_i , а не по всей длине канала. Поэтому перейдем к независимой переменной z и неизвестным функциям $t(z)$ и $\gamma(z)$.

Движение по z происходит, очевидно, без остановок и возвратов. Следовательно, функция $z(t)$ монотонная и имеет обратную $t(z)$. Тогда $dz/dt = (dt/dz)^{-1}$ или $\dot{z} = 1/t'$, а для второй производной получим $\ddot{z} = -t''/t'^3$. Поэтому для новых неизвестных функций имеем систему уравнений

$$\begin{cases} t'' = \frac{\sigma}{\gamma} E t' (1 - c^2 t'^2) \\ \gamma' = \sigma E, \end{cases} \quad (4)$$

которую возьмем за основу при построении алгоритма.

Изложенный подход позволяет делать анализ при любой заданной зависимости от z и t ускоряющего поля $E(z, t)$.

3. СХЕМА РАСЧЕТА

Будем рассматривать структуру, состоящую из 12 ускорительных секций длиной по 150 см, разделенных дрейфовыми промежутками по 50 см каждый. Такая конструкция в общих чертах соответствует инжекторному участку ускорителя ЛИУ-30, который отличается лишь неодинаковостью межсекционных зазоров. Ускорительные трубки ЛИУ-30 имеют на внутренней поверхности резистивное покрытие, благодаря которому ускоряющее поле в секциях практически однородно по $z^{3/2}$. Поэтому при 12 индукторах в секции $E(z, t)$ получается простым делением на длину секции подаваемого на нее напряжения $U(t)$, умноженного на 12.

Кроме времени t , напряжение на секции зависит также и от протекающего через нее тока пучка J , т.е. $U = U(J, t)$. Эта зависимость является одной из специфических особенностей индукционных ускорителей

с интенсивным пучком, который потребляет значительную часть мощности источников. Поэтому схема расчета должна предусматривать возможность учета такой зависимости.

Будем считать, что ускоряющий импульс от одной формирующей линии подается сразу на две секции, как это делается в ЛИУ-30. Тогда в качестве величины тока J , служащего для определения $U(J, t)$, следует брать среднее по длине двух секций значение тока пучка в данный момент времени. Мы будем рассматривать область энергий ≥ 300 кэВ, в которой скорости электронов близки к световой, поэтому пространственная длина введенных нами дискретных элементов (прямоугольных импульсов длительностью ~ 1 нс) составляет ~ 25 см. Таким образом, внутри двух секций одновременно находится 14 элементов. Вот по ним-то и делается усреднение для получения мгновенного среднего тока J .

Расчетная схема сводится к следующему. Систему уравнений (4) нужно решить независимо для каждого элемента. Входящая в эту систему функция $E(z, t)$, как и напряжение $U(J, t)$, зависит от тока $J(t)$, т.е. от положений и скоростей дискретных элементов в момент t . Поэтому сначала методом последовательных приближений решается система (3). Цепочка $J_0(t) \equiv 0 \rightarrow E_0(J_0, t) \rightarrow z_0(t), \gamma_0(t) \rightarrow J_1(t) \rightarrow E_1(J_1, t) \rightarrow z_1(t), \gamma_1(t) \rightarrow \dots$ продолжается до получения самосогласованной функции $J(t)$, которая используется затем для решения системы (4). В изложенной схеме недостает только функции $U(J, t)$, которую мы задаем отдельно. А в принципе наш алгоритм позволяет включить любую процедуру вычисления $U(J, t)$, основанную на непосредственном моделировании электрических процессов в цепи: формирующая линия плюс нагрузка в виде пучка.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Функцию $U(J, t)$, задающую зависимость ускоряющего напряжения от времени t и величины протекающего в этот момент тока пучка J , мы взяли из работы И.М.Маторы и В.А.Саввина^{/4/}, в которой они теоретически исследовали формирование импульса неоднородной формирующей линией на произвольной нагрузке и выполнили расчет временной зависимости напряжения для различных значений (0, 100, 250, 500 А) тока пучка с почти прямоугольным импульсом. Расчет, выполненный в этой работе, относится к неоднородной формирующей линии и ускорительным секциям ЛИУ-30. Мы также ограничиваемся рассмотрением только этого ускорителя. Параметры формирующей линии и индукторов приведены в^{/4/}. Затабулировав кривые $U(t)$ из этой работы, соответствующие токам 0, 100, 250, 500 А, для получения напря-

жения в промежуточных точках мы делали линейную интерполяцию по двум переменным на плоскости (J, t) .

Как следует из расчета И.М.Маторы и В.А.Саввина, напряжение за время импульса меняется довольно значительно даже при постоянном токе пучка, а вариации последнего могут сделать эти изменения еще более сильными. Все это неизбежно ведет к увеличению энергетического разброса пучка. Наш расчет дает количественную оценку такого разброса. На рисунках 1-3, соответствующих координатам $z=400, 1200, 2400$ см, показана эволюция спектра пучка по мере прохождения ускорительной структуры. Шаг по шкале энергий на этих рисунках равен 25 кэВ. На входе мы считали пучок монохроматическим и имеющим прямоугольную форму импульса с током 250 А и длительностью 800 нс, что совпадает с одним из вариантов работы^{/4/}. Мы не приводим здесь рисунков, которые показывали бы, как эволюционирует сам

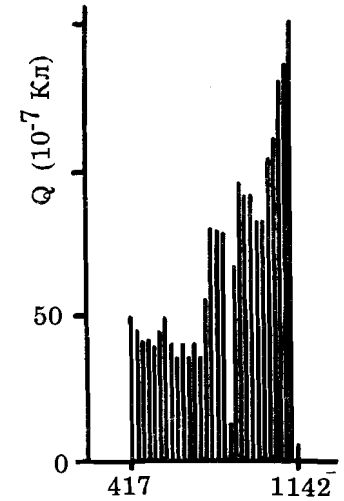


Рис.1. Распределение заряда пучка Q по энергетическим интервалам длиной 25 кэВ в точке $z = 400$ см. Цифры на оси абсцисс указывают границы энергетического спектра в кэВ.

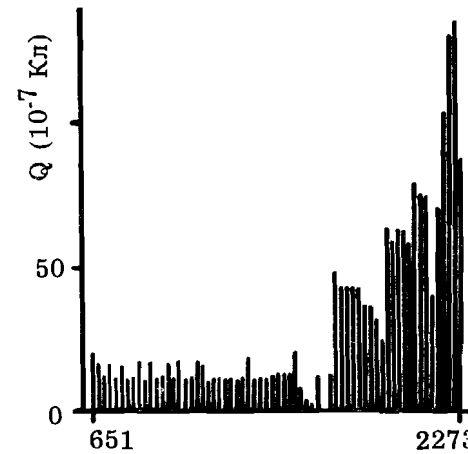


Рис.2. Энергетический спектр пучка в точке $z = 1200$ см.

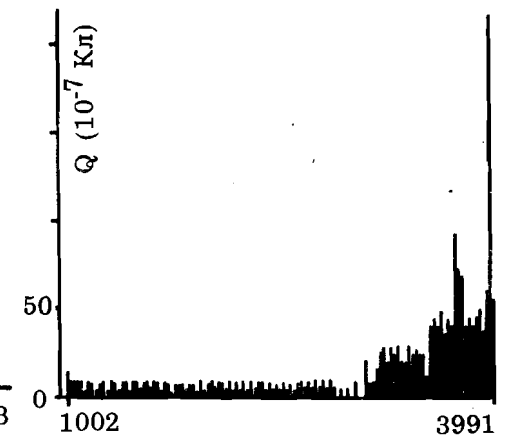


Рис.3. Энергетический спектр пучка в точке $z = 2400$ см.

исходный прямоугольный импульс тока, по той простой причине, что на протяжении всех 24 м он, как оказалось, остается практически неизменным. Сохранение формы импульса тока, несмотря на сильный энергетический разброс, можно объяснить большим абсолютным значением скорости электронов. В рассматриваемой области энергий она близка к световой, поэтому дальнейший прирост энергии вызывает лишь увеличение массы, а относительный разброс скоростей оказывается незначительным. Отсюда можно сделать вывод о том, что наблюдаемое в экспериментах сильное искажение формы импульса тока, по-видимому, не связано с перераспределением частиц в продольном направлении за счет процессов отставания или обгона. Скорее всего, в реальных условиях импульс искажается за счет потерь, среди причин которых энергетический разброс занимает, конечно же, одно из первых мест^{/2/}.

Следует отметить, что несмотря на сильную упрощенность нашей модели возникающая в ней форма энергетического спектра в общих чертах согласуется с энергетическим распределением, полученным экспериментально на инжекторном участке ЛИУ-30. Длинный низкоэнергетический хвост и резкая граница со стороны верхней части спектра, характерные для наших гистограмм, наблюдаются и в реальных условиях^{/2/}.

Первые три рисунка соответствуют прямоугольному импульсу тока пучка. Возникает вопрос: как изменится спектр, если токовый импульс будет отличаться от прямоугольного? На практике наиболее характерными из таких отличий являются пологие передний и задний фронты, за счет которых импульс больше напоминает трапецию или даже колокол. В качестве примера мы взяли импульс с плоской вершиной, составляющей 1/3 его длительности, и одинаковыми гауссовыми фронтами такой же протяженности. Вершина импульса соответствует току 250 А, а крутизна фронта такова, что на половине расстояния от его верхней точки до нижней ток падает в e раз.

Использование кривых $U(t)$ из работы^{/4/} для расчетов с непрямоугольными импульсами, строго говоря, не является обоснованным, т.к. в этом случае должны учитываться переходные процессы в цепи, состоящей из формирующей линии и пучковой нагрузки. Поэтому мы не претендуем здесь на количественное описание и хотим лишь оценить характер изменений спектра качественно.

На рис. 4-6, соответствующих координатам $z = 400, 1200, 2400$ см, показана эволюция спектра нашего непрямоугольного импульса при прохождении им ускорительной структуры. Первое, что бросается в глаза — это равенство полного энергетического интервала, покрываемого гистограммой, случаю прямоугольного тока. Общие черты (резкая граница справа и длинный низкоэнергетический хвост) также сохраняются. Зато ширина основной части спектра уменьшается примерно

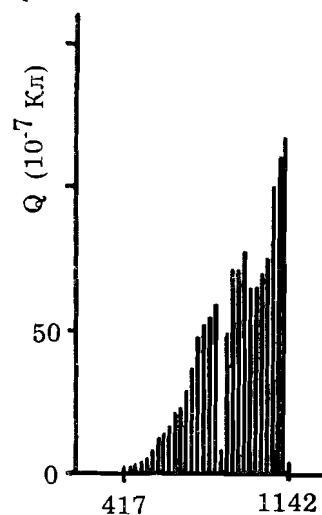


Рис. 4. Спектр в точке $z = 400$ см для пучка с гауссовыми фронтами.

второе, что указывает на формирование этой части плоской вершиной импульса.

Таким образом, вариации тока пучка в начале и конце импульса в рамках сделанных приближений не приводят к уширению энергетического спектра. А за счет уменьшения заряда, переносимого фронтными участками, при этом происходит даже сужение основной его части.

Результаты, полученные для случая прямоугольного импульса (800 нс), дают, по-видимому, верхнюю оценку ширины энергетического разброса, поскольку уменьшение длительности импульса ведет

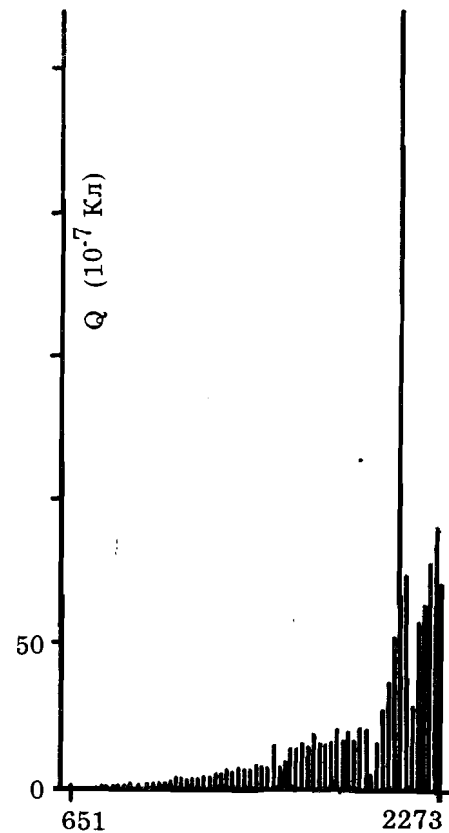


Рис. 5. Спектр пучка в точке $z = 1200$ см.

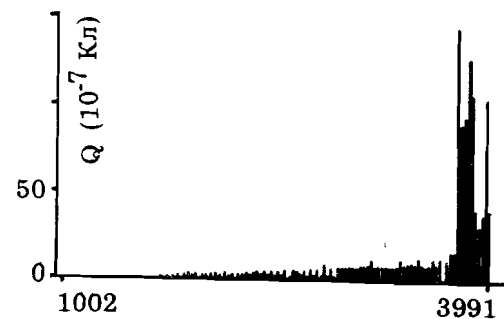


Рис. 6. Спектр пучка в точке $z = 2400$ см.

к сужению спектра, а также дают некоторое представление об удельном весе связанных с ним потерь.

ЛИТЕРАТУРА

1. Маршалл Т. — Лазеры на свободных электронах. М.: Мир, 1987.
2. Вахрушин Ю.П. и др. — ОИЯИ, Р9-88-383, Дубна, 1988.
3. Вахрушин Ю.П., Анацкий А.И. — Линейные индукционные ускорители. М.: Атомиздат, 1978.
4. Матора И.М., Саввин В.А. — Радиотехника и электроника, 1976, т.21, с.1878.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 июня 1989 года.

Ракитянский С.А., Харьюзов Р.В.

9-89-446

Модельная оценка ширины энергетического спектра электронного пучка, формируемого линейным индукционным ускорителем

В рамках упрощенной модели, не учитывающей поперечных степеней свободы, выполнен расчет одномерного продольного движения импульсного потока электронов в линейном индукционном ускорителе. Построенные для нескольких точек канала гистограммы энергетического спектра электронного импульса демонстрируют уширение спектра в процессе этого движения. Несмотря на значительный разброс частиц по энергиям, существенного искажения исходной формы импульса электронного тока не обнаружено.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1989

Перевод авторов

Rakityanskij S.A., Kharjuzov R.V.

9-89-446

Model Estimation of Energy Spectrum Width of Electron Beam Produced by the Linear Induction Accelerator

In the framework of a simple model ignoring the lateral degrees of freedom a calculation is carried out of one-dimensional longitudinal motion of the pulsed electron flow in a linear induction accelerator. The electron-pulse energy spectrum histograms constructed for some points of the channel demonstrate an expansion of the spectrum during this motion. In spite of significant dispersion of particles over the energy no essential distortion of initial electron current pulse form is found.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1989